

**ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОКУСИРОВКИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ  
В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ  
В ПРИСУТСТВИИ ФОНОВЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН**

© 2007 г. В. М. Кузькин, С. А. Пересёлков\*

*Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН**119991 Москва, ул. Вавилова 38**E-mail: kuzkin@orc.ru**\*Воронежский государственный университет**394693 Воронеж, Университетская пл. 1**E-mail: pereselkov@yandex.ru**Поступила в редакцию 14.02.06 г.*

Представлены результаты теоретического рассмотрения эффективности фокусировки обращенной волны и возможности сканирования фокальным пятном на больших дистанциях в мелком море в присутствии анизотропного поля фоновых внутренних волн. Управление локализованными полями осуществляется путем изменения частоты излучения без изменения распределения обращенного поля на апертуре антенны. Проанализирован эффект периодичности повторения областей фокусировки. Численные расчеты проведены для продольной и поперечной ориентаций акустической трассы относительно направления распространения внутренних волн. Обсуждено влияние возмущения на устойчивость и эффективность фокусировки. Выполнен сравнительный анализ полученных данных с аналогичными результатами для малых расстояний.

PACS: 43.30.Pc

Проблема управления фокусированными (локализованными) звуковыми полями возникает во многих направлениях исследований акустики океана [1, 2]. На малых расстояниях возможности фокусировки обращенного волнового поля в натуральных условиях впервые успешно продемонстрированы в работах [3, 4]. В рамках численного моделирования проверка эффективности управления фокусировкой поля в регулярном плоско-слоистом волноводе путем изменения частоты излучения без изменения распределения обращенного поля на апертуре антенны (на основе принципа интерференционного инварианта (ИИ) [5]) выполнена в [6]. На фоне анизотропного поля фоновых внутренних волн (ВВ) устойчивость фокусировки звукового поля обращенным волновым фронтом и возможности сканирования фокальным пятном на основе принципа ИИ впервые обсуждались в работах [7, 8]. Рассматривались небольшие расстояния от антенны (~10 км). Такая короткая дистанция, разумеется, не позволяет оценить влияние эффекта трансформации модового спектра, который накапливается с расстоянием, на эффективность управления фокусировкой поля на больших расстояниях от источника. Далее слово “фоновые” по тексту опускается.

Данная работа является продолжением исследований [7, 8]. В низкочастотном диапазоне на

больших дистанциях рассматривается влияние анизотропного поля ВВ на фокусировку звукового поля обращенным волновым фронтом и сканирование фокальным пятном путем изменения частоты излучения. Это позволяет выработать качественные и количественные представления о возможностях управления фокусировкой низкочастотных акустических полей в широком интервале расстояний в мелком море.

Невозмущенный (в отсутствие ВВ) волновод постоянной глубины считается горизонтально-однородным. Изучение антенны является монохроматическим. Фокусировка поля обращением волнового фронта на опорной частоте излучения  $\bar{f}$  в реперной точке  $Q_0(r_0, z_0)$  осуществляется по алгоритму невозмущенной среды [6]. Звуковое поле антенны  $u(r, z, f, t)$  рассчитывается методом взаимодействия мод [7, 8]. Алгоритм моделирования анизотропного поля ВВ изложен в [9]. Фокусировка поля в произвольную точку  $Q(r, z_0)$  волновода, отличную от положения реперного источника  $Q_0(r_0, z_0)$ , осуществляется перестройкой частоты излучения  $\bar{f}$ , не меняя распределения обращенного поля на апертуре. В отсутствие возмущения на частоте  $f$  в точке  $Q$  достигается максимум поля. Частота перестройки  $f$ , смещение частоты  $\Delta f = f - \bar{f}$ . Качество локализации поля

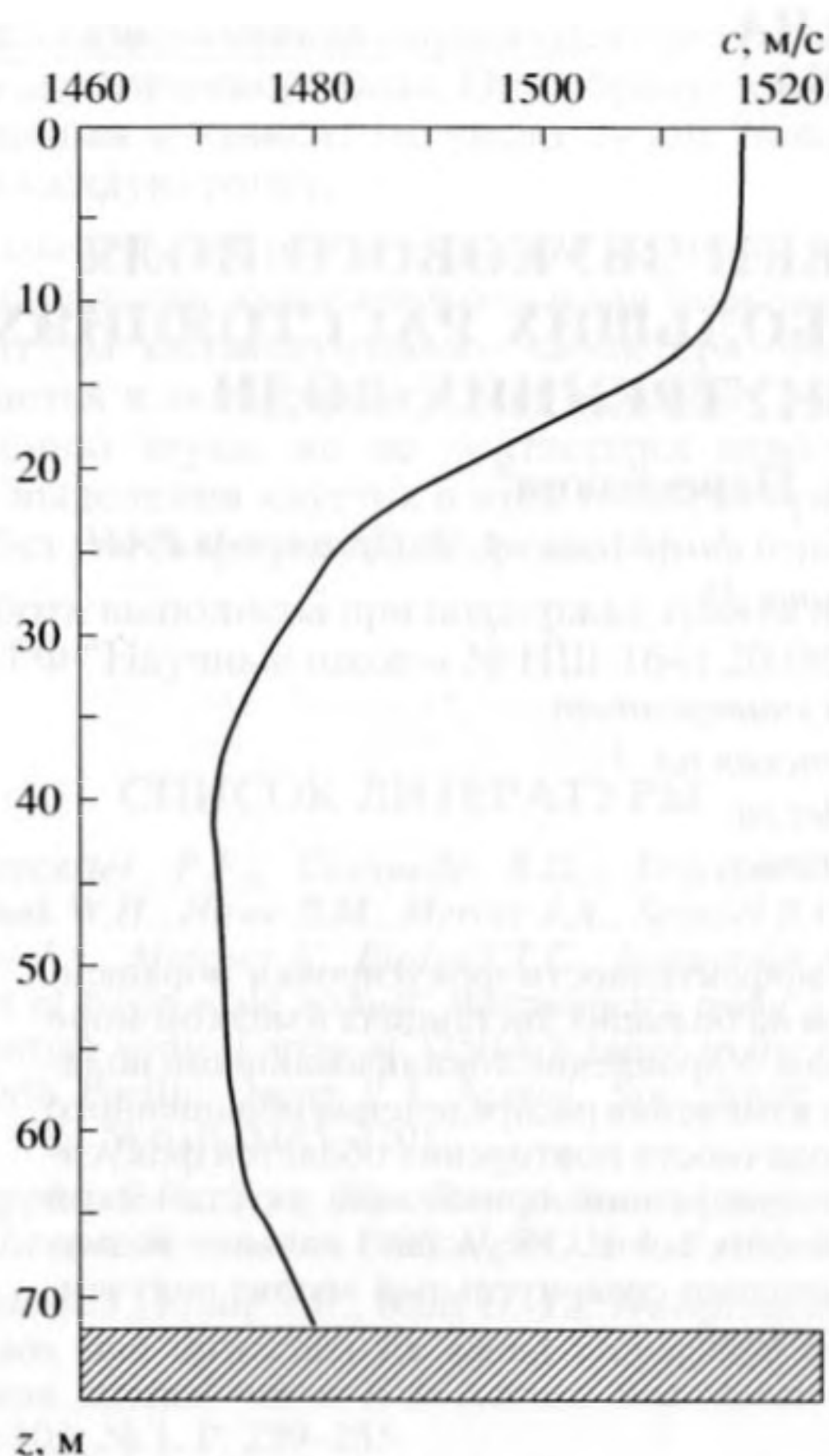


Рис. 1. Невозмущенный профиль скорости звука  $c(z)$ .

оценивается фактором фокусировки  $g$ , поперечным (по оси  $z$ ) и продольным (по оси  $r$ ) размерами фокального пятна  $\rho_z$  и  $\rho_r$  [6]. Фактор фокусировки определяется как отношение максимума амплитуды поля  $|u(Q)|$  в области локализации к среднему значению  $|u_{\text{mid}}| = \frac{1}{H} \int_0^H |u(Q)| dz$ , рассматриваемому в вертикальной плоскости волновода на горизонтальном удалении точки фокусировки,  $g = |u(Q)|/|u_{\text{mid}}|$ . Размеры фокального пятна определяются на уровне 0.7 от максимального значения амплитуды поля.

ИИ  $\beta$  определяет направление линий равного уровня в окрестности расстояния  $r_0$  между источником–приемником и излучаемой частоты  $\hat{f}$ ,  $\beta = (\Delta f/\hat{f})/(\Delta r/r_0) = \vartheta(r_0/\hat{f})$ , где  $(\hat{f}, r_0)$  – точка локального уровня поля;  $\Delta f$ ,  $\Delta r$  – смещения частоты и расстояния, отвечающие сдвигу рассматриваемого уровня;  $\vartheta = \Delta f/\Delta r$  – угловой коэффициент изолиний уровня [5].

Параметры придонного волновода, характеристики анизотропного поля ВВ, диапазон излучения, апертура антенны и глубина расположения реперного источника выбраны такими же,

как и в работе [8]. Это позволяет провести сравнительный анализ данных моделирования с аналогичными результатами для малых расстояний. Глубина канала  $H = 72$  м, невозмущенное распределение скорости звука по глубине изображено на рис. 1. Длительность случайной реализации возмущения  $T = 24$  ч, интервал дискретизации  $\Delta t = 2$  ч, т.е. число выборочных значений  $N = 13$ . Рассматриваются продольное ( $\varphi = 0$ ) и поперечное ( $\varphi = \pi/2$ ) направления распространения ВВ относительно ориентации акустической трассы. Антенна состоит из  $J = 25$  числа эквидистантно расположенных точечных источников с периодом  $d = 3$  м. Нижний элемент находится на дне,  $z = H$ , а верхний – на поверхности,  $z = 0$ . Опорные частоты излучения:  $\hat{f}_1 = 130$  Гц,  $\hat{f}_2 = 230$  Гц. Координаты реперной точки  $Q_0$ :  $r_0 = 60$  км,  $z_0 = 55$  м. Расстояние  $r$  варьируется в пределах 40–80 км; глубина приема  $z = 0$ –72 м; частота  $f - f_1 = 100$ –160 Гц,  $f_2 = 200$ –260 Гц. Здесь и далее нижние индексы “1”, “2” относятся к частотам  $f_1$  и  $f_2$  соответственно.

При фокусировке в реперную точку излучения влияние неоднородностей устраняется, и параметры фокального пятна оказываются такими же, как в невозмущенной среде. По этой причине сопоставление результатов моделирования при возмущении, как и в работе [8], проводится по отношению к невозмущенному волноводу. Результаты численного моделирования представлены на рис. 2–8. Рис. 2, 3 выполнены для момента времени  $t_n = 12$  ч одной и той же модельной реализации анизотропного поля ВВ.

Рис. 2 демонстрирует распределение амплитуды поля, сфокусированного на опорных частотах  $\hat{f}_{1,2}$  в реперной точке  $Q_0$  волновода, в системе координат расстояние–глубина. В отсутствие возмущения параметры фокального пятна: факторы фокусировки –  $g_1 \approx 2.0$ ,  $g_2 \approx 2.9$ ; продольные размеры –  $\rho_{r_1} \approx 774.5$  м,  $\rho_{r_2} \approx 604.2$  м; поперечные размеры –  $\rho_{z_1} \approx 26.7$  м,  $\rho_{z_2} \approx 17.2$  м. На больших расстояниях, по сравнению с малыми дистанциями [8], фактор фокусировки уменьшается, область локализации поля, особенно в продольном направлении, существенно растягивается и фокальные пятна, вследствие их периодической повторяемости [10], расплываются в полосу. В этом случае приходится говорить лишь о фокусировке на определенном горизонте, но не по дальности. Поперечное направление распространения ВВ вызывает случайные колебания фокальной полосы относительно невозмущенного положения, в то время как продольное направление – приводит к ее разрушению. Степень разрушения возрастает с увеличением частоты излучения. Эта особенность эволюции фокусировки при увеличении

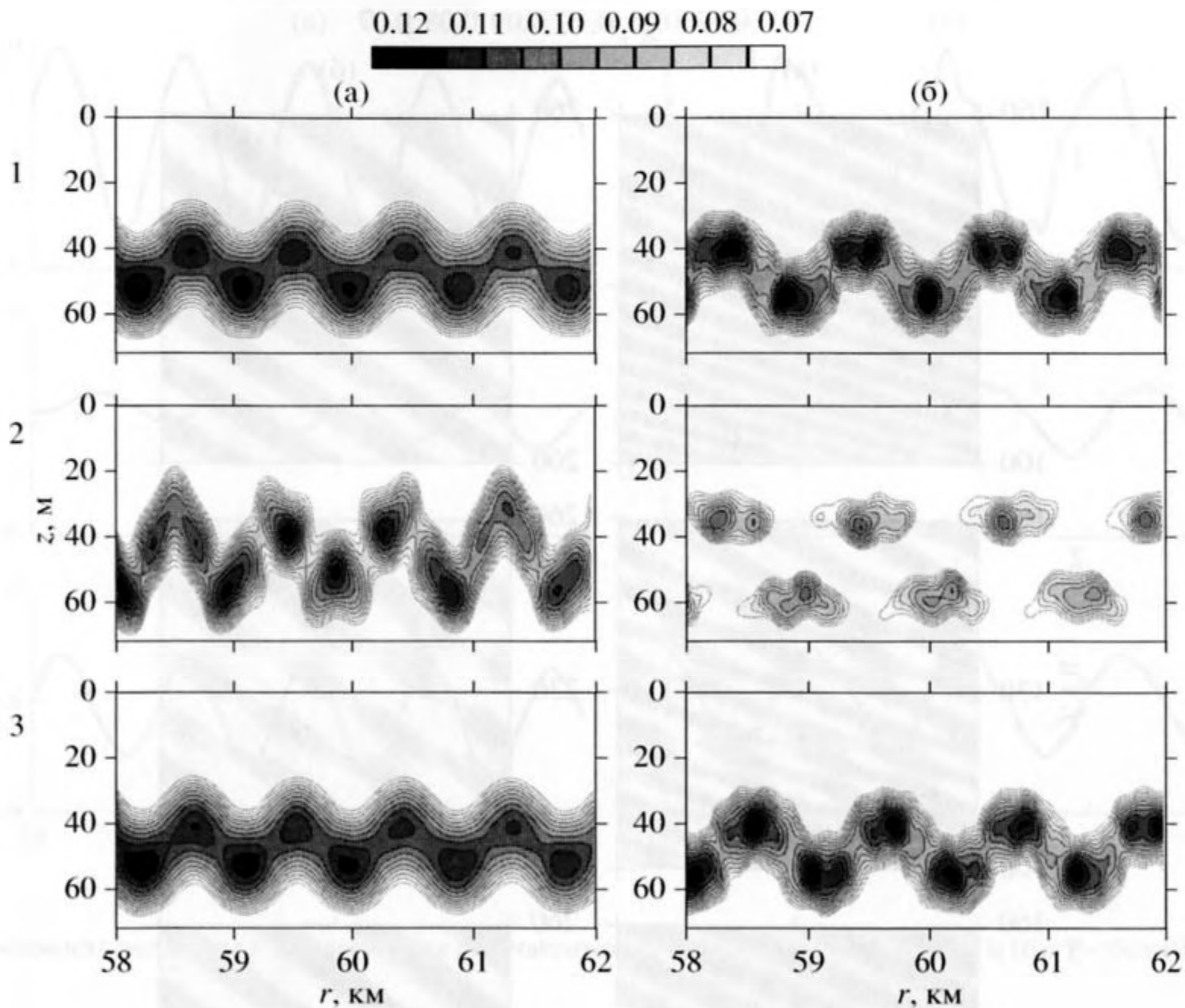


Рис. 2. Яркостная картина поля  $|u(r, z)|$  на частотах  $\hat{f}_1 = 130$  Гц (а) и  $\hat{f}_2 = 230$  Гц (б): 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

расстояния и частоты излучения связана как с обеднением модового состава поля, так и с усилением многократного рассеяния звука на неоднородностях среды. В силу затухания звуковое поле на больших расстояниях эффективно формируется небольшим числом мод малых номеров, что приводит к уменьшению амплитуды фокального пятна и увеличению его размеров. В результате межмодового взаимодействия происходит переход энергии из низших мод, менее затухающих, в высшие моды, более затухающие. Помимо увеличения затухания это вызывает случайную синфазность мод, формирующих интерференционную картину. Наиболее заметно это проявляется при продольном направлении распространения ВВ. Поперечное направление распространения ВВ, в отличие от продольного, приводит в основном к медленным изменениям стратификации среды по трассе.

На глубине  $z_0 = 55$  м распределение амплитуды поля в системе координат расстояние–частота при сканировании фокальным пятном изображено на рис. 3. Области локализации поля представляют собой последовательность интерференционных полос разных наклонов, обусловленных периодичностью повторения фокальных пятен [10].

Для невозмущенного волновода угловые коэффициенты полос, отвечающие расположению реперной точки  $Q_0$ , оцениваются как  $\vartheta_1 \approx 5.78$  Гц/км и  $\vartheta_2 \approx 10.45$  Гц/км. Им соответствуют ИИ  $\beta_1 \approx 2.67$  и  $\beta_2 \approx 2.73$ . Период фокусировок составляет  $L_1 \approx 0.97$  км и  $L_2 \approx 1.13$  км, что примерно соответствует их значениям на малых дистанциях [8]. Как и в случае небольших расстояний, расположение интерференционных полос оказывается устойчивым (или правильнее сказать – не чувствительным) по отношению к поперечному направлению распространения ВВ. Однако при продольном направлении распространения ВВ, в отличие от малых дистанций [8], имеет место разрушение фокальных полос и наблюдается снижение контрастности интерференционной картины.

Для иллюстрации особенностей периодичности повторения фокусировок на рис. 4 показано поведение величины  $b(r) = \overline{|u(r, z_0, \hat{f})|} / |u(r_0, z_0, \hat{f})|$  в зависимости от расстояния  $r$ . Здесь  $\overline{|u(r, z_0, \hat{f})|} = (1/N) \sum_{n=1}^N |u(r, z_0, \hat{f}, t_n)|$  – амплитуда усредненного поля;  $|u(r_0, z_0, \hat{f})|$  – амплитуда сфокусированного поля в реперной точке  $Q_0$  на частоте  $\hat{f}$  в от-

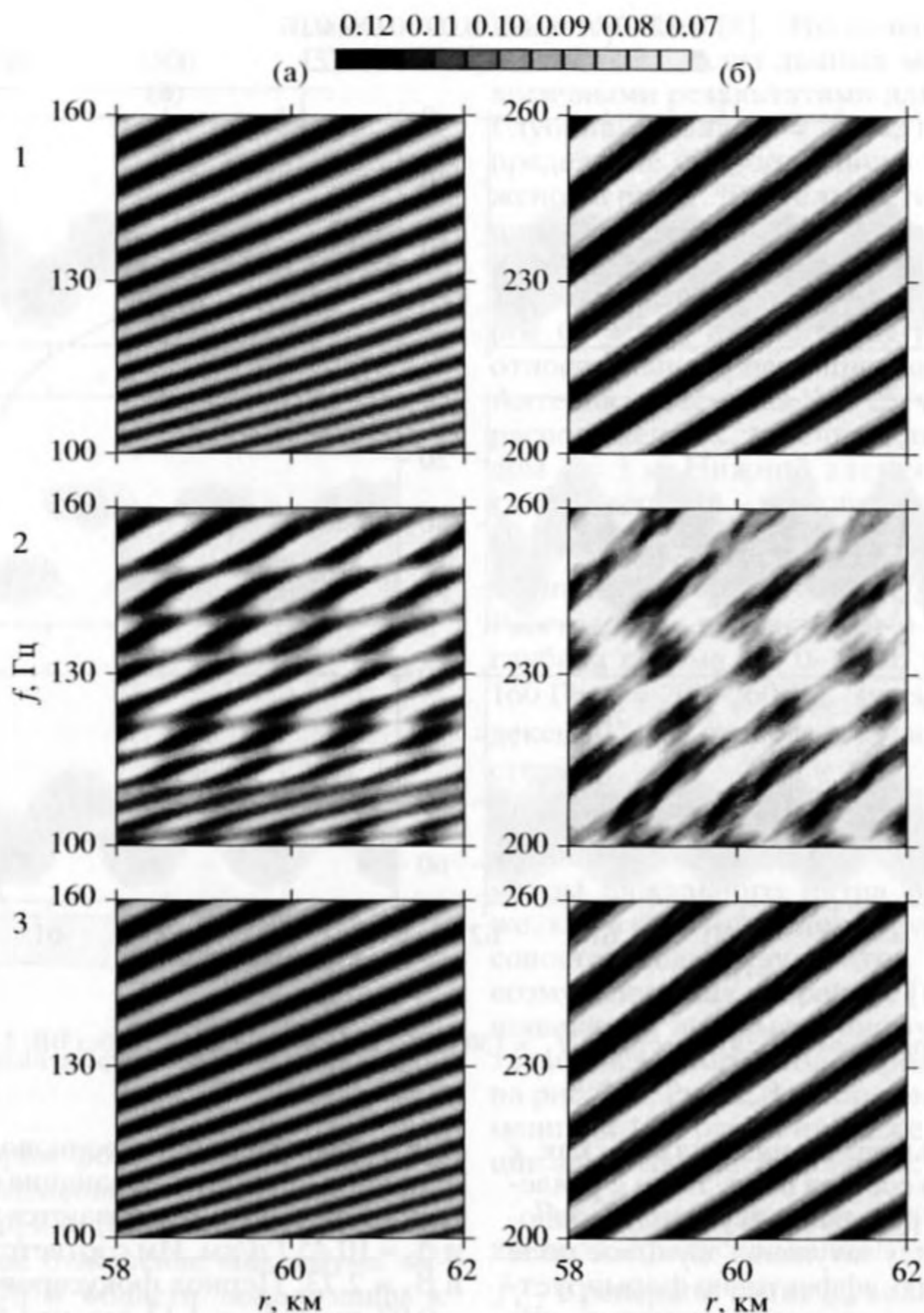


Рис. 3. Яркостная картина поля  $|u(r, f)|$  в окрестностях частот  $\tilde{f}_1 = 130$  Гц (а) и  $\tilde{f}_2 = 230$  Гц (б): 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

сутствие возмущения. Наблюдаются периодические зависимости  $b(r)$  с периодами  $L_1 \approx 0.92$  км и  $L_2 \approx 1.22$  км, согласующимися с данными рис. 3. На больших расстояниях от источника возмущения среды, по сравнению с малыми дистанциями [8], не разрушает структуру пространственной периодичности фокальных пятен и вызывает снижение контрастности интерференционной картины. В большей степени это проявляется при продольном направлении распространения ВВ. Параметр видимости  $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$  [11], характеризующий контрастность интерференционной картины пространственной периодичности фокусировки, согласно рис. 4, равен: а) в отсутствие возмущения –  $V_1 \approx 0.94$ ,  $V_2 \approx 0.96$ ;

б)  $\varphi = 0$  –  $V_1 \approx 0.26$ ,  $V_2 \approx 0.58$ ; в)  $\varphi = \pi/2$  –  $V_1 \approx 0.80$ ,  $V_2 \approx 0.78$ . Здесь  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  – значение интенсивности в соседних максимуме и минимуме.

В отсутствие возмущения на рис. 5 приведена зависимость частоты перестройки  $f$  от расстояния  $r$  при фокусировке поля в произвольную точку  $Q$  волновода. Она носит кусочно-непрерывный линейный характер. Пунктиром отмечены значения дистанции, где частота испытывает скачок. Частота  $f$  вычислялась следующим образом. Перемещаясь вдоль интерференционной полосы (рис. 3), в области которой расположена реперная точка  $Q_0(r_0, z_0, \tilde{f})$ , определялись значения частоты  $f$ , на которые приходился максимум амплитуды поля  $|u(r, f)|$ . Пройдя, таким образом, до заданных гра-

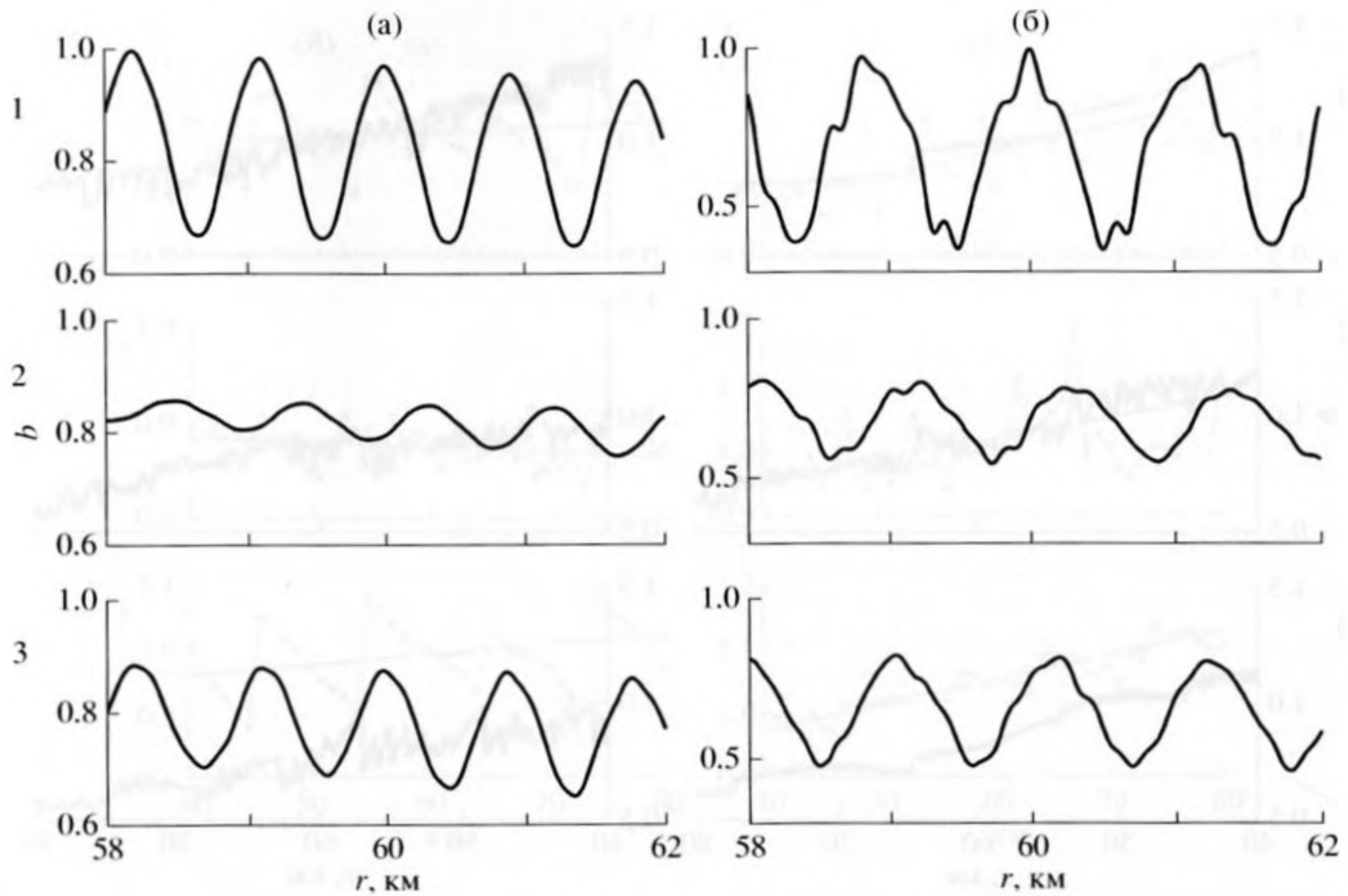


Рис. 4. Зависимость величины  $b$  от расстояния  $r$  на частотах  $\bar{f}_1 = 130$  Гц (а) и  $\bar{f}_2 = 230$  Гц (б): 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

ниц полосы перестройки частоты  $f$ , скачком частоты осуществлялся переход на соседнюю полосу и, перемещаясь по ней, повторялся процесс вычисления частоты перестройки, и т.д. Алгоритм ее вычисления завершался при достижении границ изменения расстояний  $r$ . Следовательно, переходя скачкообразным изменением частоты с одной полосы на другую, можно управлять локализованными полями в пределах заданной полосы перестройки частоты. Сканирование фокусировкой происходит в среднем вдоль прямых, угловые коэффициенты которых уменьшаются с увеличением расстояния. Эта особенность эволюции наклона прямых связана с инвариантностью ИИ по отношению к расстоянию и частоты излучения [5]. Угловые коэффициенты прямых, отвечающих реперной точке  $Q_0$ , равны  $\bar{\vartheta}_1 \approx 5.82$  Гц/км и  $\bar{\vartheta}_2 \approx 10.23$  Гц/км. Они близки к ранее вычисленным значениям  $\vartheta_{1,2}$ . Таким образом, сканирование фокальным пятном на участке непрерывной траектории осуществляется в соответствии с принципом ИИ. По сравнению с малыми расстояниями [8], при сканировании вдоль данной интерференционной полосы скачки частоты практически отсутствуют в окрестности частоты излучения  $f_1$  и слабо выражены в окрестности частоты излучения  $f_2$ . Указанное различие объясняется

характером вырождения фокальных пятен в фокальные полосы в зависимости от модового состава звукового поля.

Эффективность управления локализованными полями на больших расстояниях иллюстрируется рис. 6–8. Рис. 6 демонстрирует поведение ве-

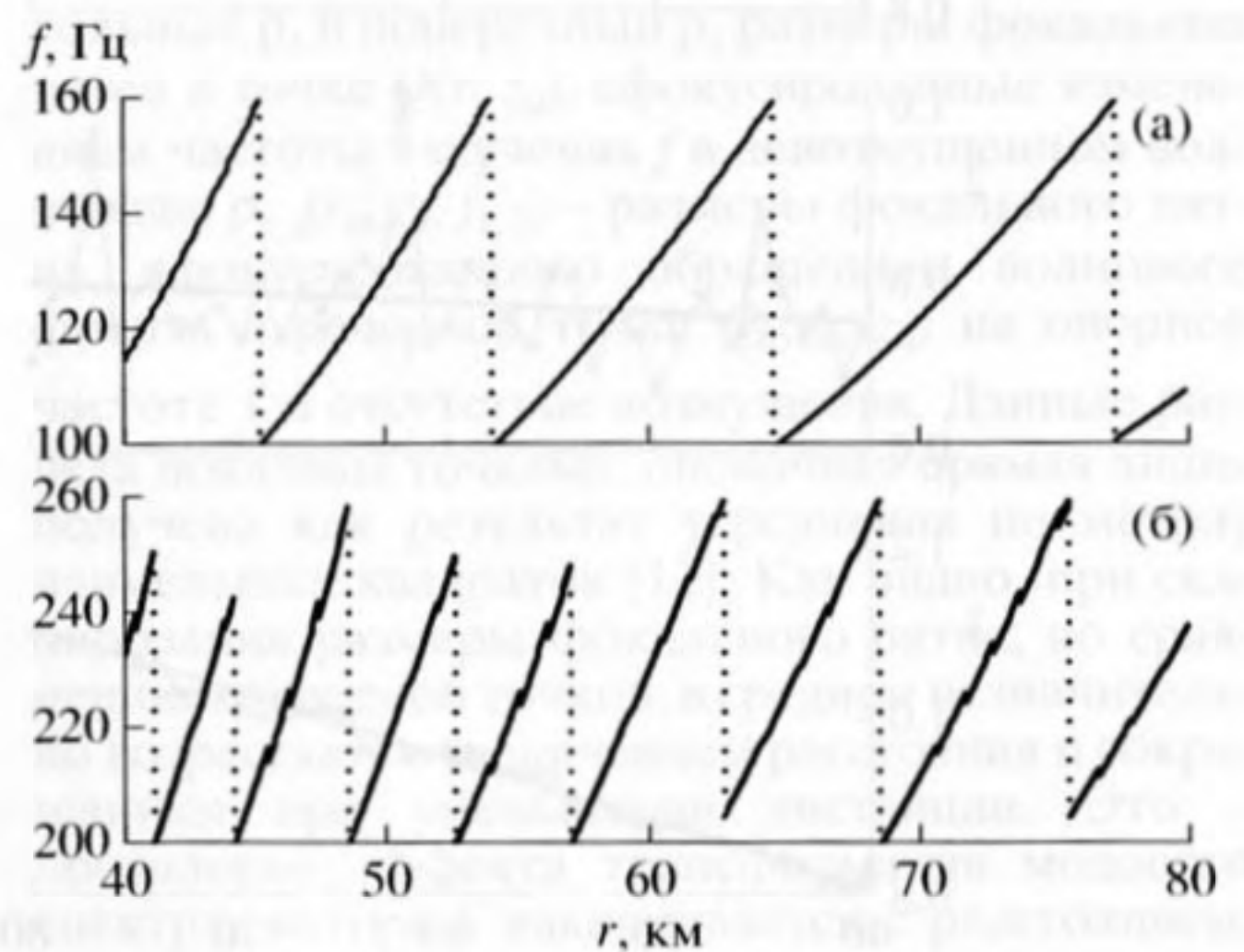


Рис. 5. Зависимость частоты перестройки  $f$  от расстояния  $r$  в окрестностях частот  $\bar{f}_1 = 130$  Гц (а) и  $\bar{f}_2 = 230$  Гц (б) при отсутствии возмущения.

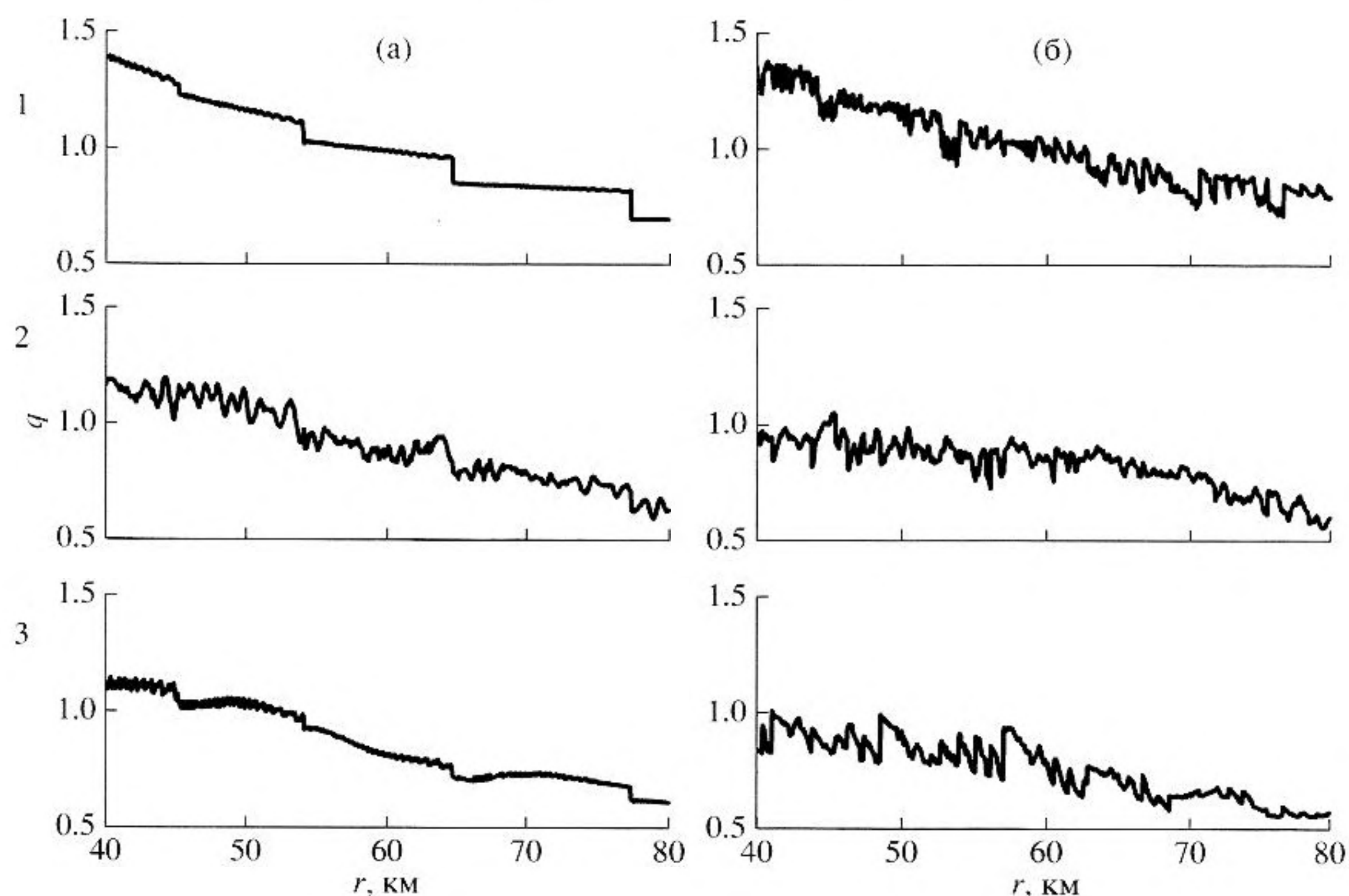


Рис. 6. Зависимость величины  $q$  от расстояния  $r$  в окрестностях частот  $\hat{f}_1 = 130$  Гц (а) и  $\hat{f}_2 = 230$  Гц (б): 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

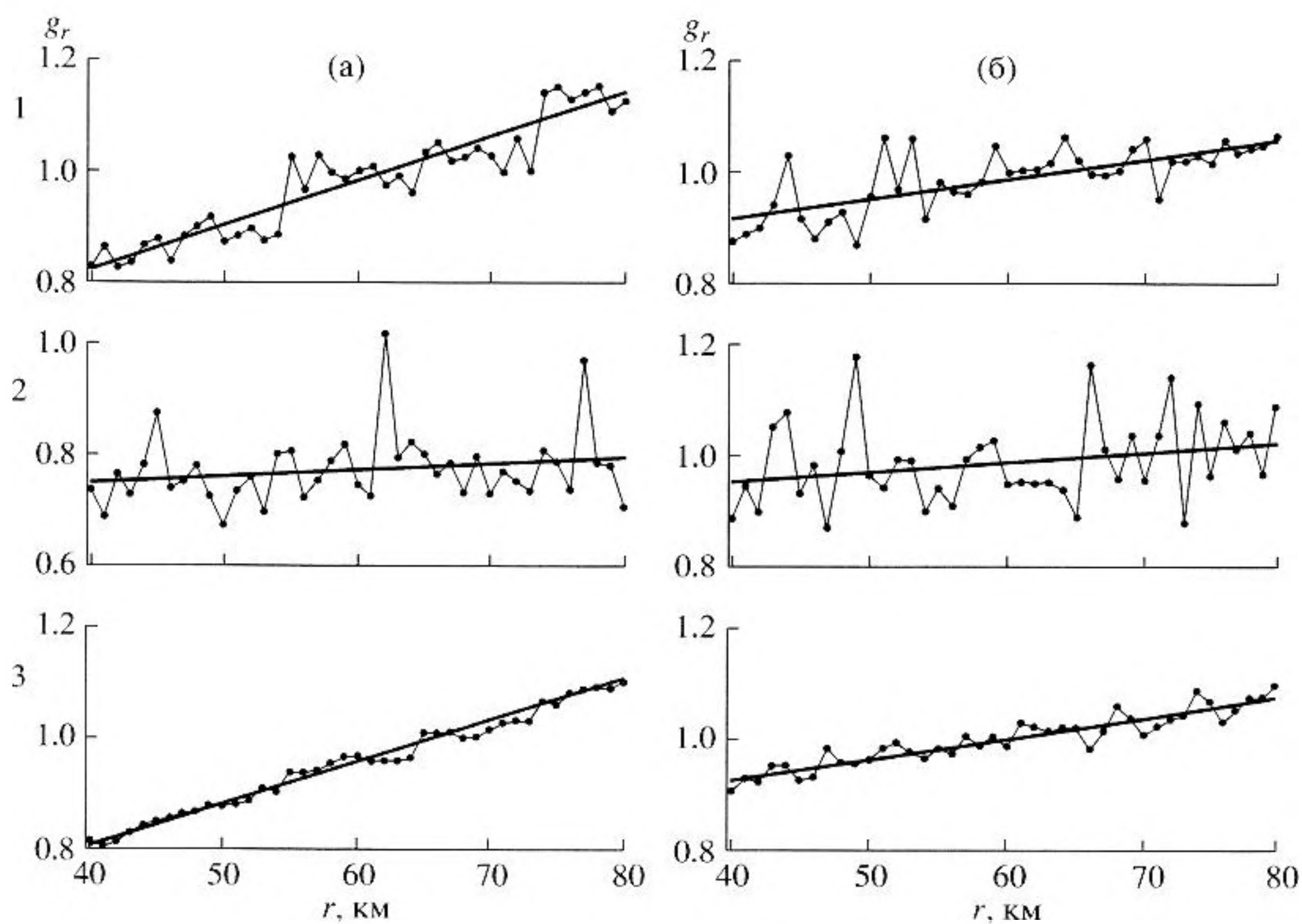


Рис. 7. Зависимость величины  $g_r$  от расстояния  $r$  в окрестностях частот  $\hat{f}_1 = 130$  Гц (а) и  $\hat{f}_2 = 230$  Гц (б): 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

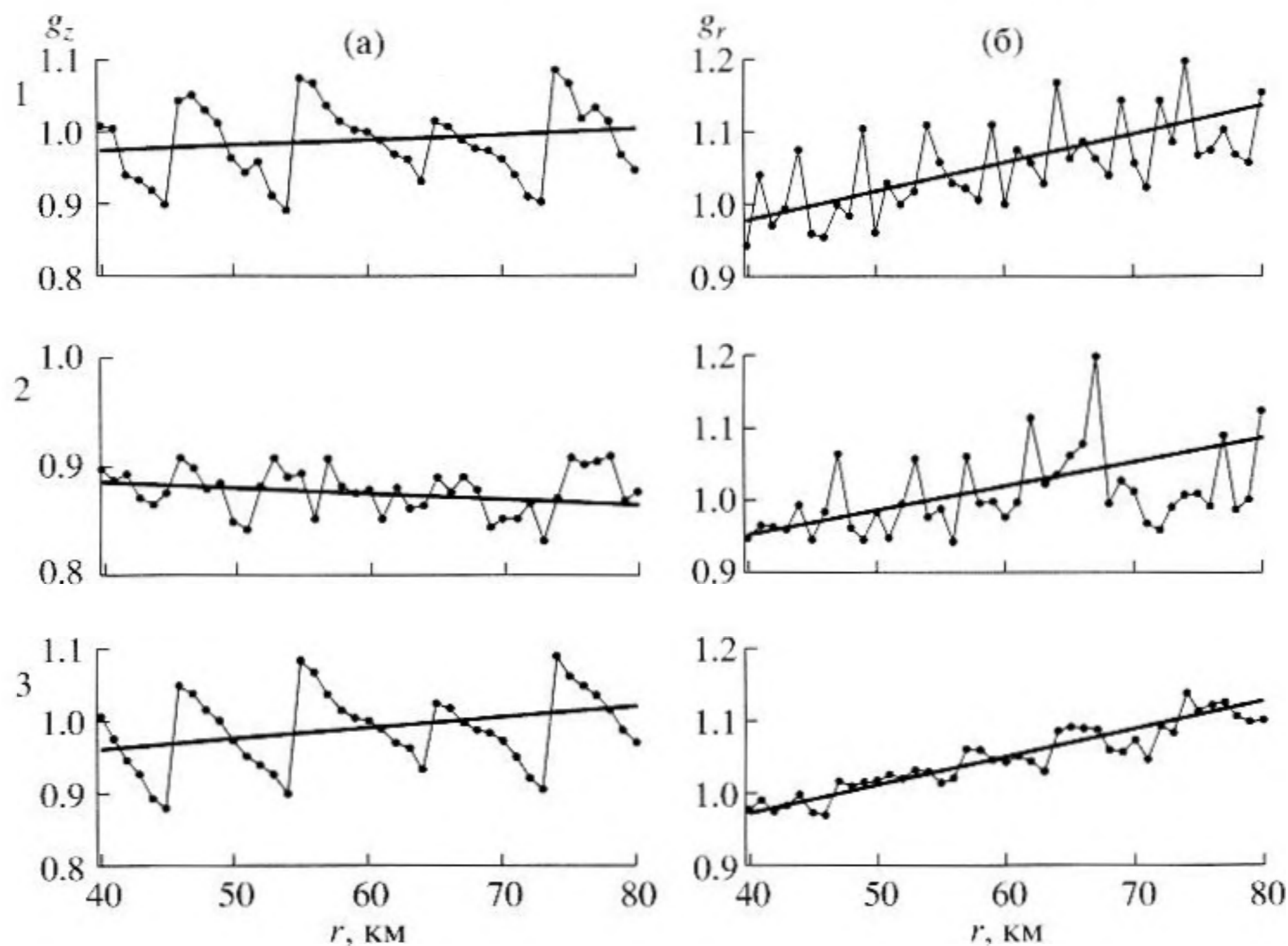


Рис. 8. Зависимость величины  $g_z$  от расстояния  $r$  в окрестностях частот  $\hat{f}_1 = 130$  Гц (а) и  $\hat{f}_2 = 230$  Гц (б): 1 – без ВВ; 2 –  $\varphi = 0$ ; 3 –  $\varphi = \pi/2$ .

личины  $q(r) = \overline{|u[r, z_0, f(r)]|} / |u(r_0, z_0, \hat{f})|$  в зависимости от расстояния  $r$  при различных частотах перестройки. Здесь  $|u(r_0, z_0, \hat{f})|$  – амплитуда сфокусированного обращенного поля в реперной точке  $Q_0$  на опорной частоте  $\hat{f}$  в отсутствие возмущения;  $\overline{|u[r, z_0, f(r)]|} = (1/N) \sum_{n=1}^N |u[r, z_0, f(r), t_n]|$  – амплитуда усредненного поля в точке  $Q(r, z_0)$ , сфокусированного изменением частоты излучения  $f$  в невозмущенном волноводе. В отсутствие возмущения областям расстояния  $r$  уменьшения величины  $q$  отвечают окрестности скачков частоты перестройки  $f$ . Фокусировка в произвольную точку волновода  $Q \neq Q_0$ , приводит, из-за частичной расфазировки мод, к уменьшению амплитуды в фокальном пятне. Однако с уменьшением расстояния это компенсируется уменьшением затухания звукового поля. В результате амплитуда в фокальном пятне, по сравнению с реперной точкой, в среднем возрастает при уменьшении расстояния и уменьшается при увеличении дистанции. В присутствии возмущения эффективность управления локализованными полями незначительно снижается и возрастает с уменьшением частоты излучения. Это обусловлено тем, что с увеличением длины волны звук слабее рассеивается на неоднородностях среды. По сравнению с малыми расстояниями [8] наблюдается плавная зависимость  $q(r)$ ,

что обусловлено обеднением модового состава звукового поля с увеличением расстояния.

Зависимость величины  $g_{r,z}(r) = \overline{\rho_{r,z}[r, z_0, f(r)]} / \rho_{r,z}[r_0, z_0, \hat{f}]$  от расстояния  $r$  при различных частотах перестройки показана на рис. 7, 8 соответственно. Здесь  $\overline{\rho_{r,z}[r, z_0, f(r)]} = (1/N) \sum_{n=1}^N \rho_{r,z}[r, z_0, f(r), t_n]$  – усредненные продольный  $\rho_r$  и поперечный  $\rho_z$  размеры фокальных пятен в точке  $Q(r, z_0)$ , сфокусированные изменением частоты излучения  $f$  в невозмущенном волноводе;  $\rho_{r,z}(r_0, z_0, \hat{f}_{1,2})$  – размеры фокального пятна, сфокусированного обращением волнового фронта в реперной точке  $Q_0(r_0, z_0)$  на опорной частоте  $\hat{f}$  в отсутствие возмущения. Данные расчета показаны точками, оценочная прямая линия получена как результат усреднения по методу наименьших квадратов [12]. Как видно, при сканировании размеры фокального пятна, по сравнению с реперной точкой, в среднем незначительно возрастают с увеличением расстояния и сокращаются при уменьшении дистанции. Это – проявление эффекта трансформации модового спектра, который накапливается с расстоянием. Влияние возмущения на размеры области локализации поля практически не усматривается.

Таким образом, проведенный выше анализ показал эффективность управления локализован-

ными полями путем изменения частоты на больших расстояниях от источника в анизотропном поле ВВ. Сканирование фокусировкой поля не приводит к существенным изменениям параметров локализованной области по сравнению с фокусировкой обращенным волновым полем в реперной точке. В среднем фокусировка устойчиво наблюдается в присутствии возмущения. По сравнению с малыми дистанциями ухудшаются параметры фокального пятна, и снижается контрастность интерференционной картины. Предельные расстояния ограничены модовым составом поля, обеспечивающим приемлемое качество фокусировки поля.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Когерентные акустические поля и сигналы" и гранта РФФИ (№ 05-02-16842).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fink M., Cassereau D., Derode A., Prada C., Roux P., Tanter M., Thomas J.-L., Wu F. Time-reversed acoustics // *Rep. Prog. Phys.* 2000. V. 63. P. 1933–1995.
2. Kim S., Kuperman W.A., Hodgkiss W.S., Song H.C., Edelman G., Akal T. Echo-to-reverberation enhancement using a time reversal mirror // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2004. V. 115. № 4. P. 1525–1531.
3. Kuperman W.A., Hodgkiss W.S., Song H.C., Akal T., Ferla C., Jackson D.R. Phase conjugation in the ocean: Experimental demonstration of an acoustic time-reversal mirror // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1998. V. 103. № 1. P. 25–40.
4. Song H.C., Kuperman W.A., Hodgkiss W.S. A time-reversal mirror with variable range focusing // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1998. V. 103. № 6. P. 3234–3240.
5. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // *Акустика океана. Современное состояние / Под ред. Бреховских Л.М.* М.: Наука, 1982. С. 71–91.
6. Григорьев В.А., Кузькин В.М. Управление фокусировкой поля в многомодовых плоскостойких волноводах // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 3. С. 352–359.
7. Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Влияние внутренних волн на эффективность фокусировки акустического поля в мелководном океаническом волноводе // XVI сессия РАО. М.: ГЕОС. Т. 2. 2005. С. 169–173.
8. Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Об эффективности фокусировки звукового поля в океаническом волноводе в присутствии фоновых внутренних волн // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 5. С. 693–701.
9. Кузькин В.М., Лаврова О.Ю., Пересёлков С.А., Петников В.Г., Сабинин К.Д. Анизотропное поле фоновых внутренних волн на морском шельфе и его влияние на распространение низкочастотного звука // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 1. С. 74–86.
10. Григорьева Е.Е., Семенов А.Т. Волноводная передача изображений в когерентном свете (Обзор) // *Квантовая электроника.* 1978. Т. 5. № 9. С. 1877–1895.
11. Ландсберг Г.С. *Оптика.* М.: Наука, 1976. 928 с.
12. Худсон Д. *Статистика для физиков.* М.: Мир, 1979. 296 с.

## Efficiency of Sound Field Focusing at a Long Distance in an Oceanic Waveguide with Background Internal Waves

V. M. Kuz'kin<sup>a</sup> and S. A. Pereselkov<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Wave Research Center, Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia

e-mail: kuzkin@orc.ru

<sup>b</sup> Voronezh State University, Universitetskaya pl. 1, Voronezh, 394693 Russia

e-mail: pereselkov@yandex.ru

**Abstract**—The efficiency of focusing a reversed wave and the possibility of scanning with the focal spot at long distances in a shallow sea in the presence of an anisotropic field of background internal waves are theoretically investigated. The localized fields are controlled by varying the transmission frequency without a change in the distribution of the reversed field over the array aperture. The effect of periodically repeated focal spots is analyzed. Numerical calculations are performed for the longitudinal and transverse orientations of acoustic path with respect to the propagation direction of internal waves. The effect of perturbation on the stability and efficiency of focusing is discussed. A comparative analysis of the data obtained for long and short distances is performed.